

Sitzungsberichte

der

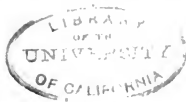
mathematisch-physikalischen Classe

der

k. b. Akademie der Wissenschaften

zu München.

Band XVIII. Jahrgang 1888.



München

Verlag der K. Akademie
1889.

In Commission bei G. Franz.

Sitzung vom 4. Februar 1888.

1. Herr L. SOHNCKE legt eine Abhandlung: „Beiträge zur Theorie der Luftelektricität“ vor.

2. Herr M. v. PETTENKOFER hält einen Vortrag über „die Abnahme des Abdominaltyphus in München und seine Ursachen“. Derselbe wird anderweit veröffentlicht werden.

3. Herr C. KUPFFER theilt die Resultate einer Untersuchung über „die Entwicklung der Neunaugen“ mit.

Beiträge zur Theorie der Luftelektricität.

Von L. Sohncke.

(Eingelaufen 4. Februar.)

1. Diese Abhandlung zerfällt in zwei Theile, welche auf dasselbe Ziel gerichtet, aber an Methode und Ergebnissen wesentlich verschieden sind. Im ersten Theil suche ich auf experimentellem Wege die Frage zu beantworten, ob die von einer elektrisirten Flüssigkeit aufsteigenden Dämpfe Elektricität mit sich nehmen, was bekanntlich in neuerer Zeit von Herrn F. Exner wieder behauptet und zur Grundlage einer Theorie der atmosphärischen Elektricität gemacht worden ist. Ich komme auf Grund vieler Versuche zu dem Ergebniss, dass eine solche Mitnahme der Elektricität durchaus nicht nachweisbar ist, dass also die Exner'sche Theorie vorläufig jeder experimentellen Unterlage entbehrt.

Nun hatte ich selbst vor einigen Jahren eine Ansicht über den Ursprung der atmosphärischen Elektricität geäußert. Gegen dieselbe ist von einigen Seiten der Vorwurf erhoben und durch mathematische Argumente scheinbar gestützt worden: sie sei unvernünftig, die periodischen Aenderungen der Lufterlektricität zu erklären. Um nun nicht durch Schweigen den Schein zu erwecken, als hielte ich diesen Vorwurf für berechtigt, verfolge ich im zweiten Theil dieser Abhandlung einige Consequenzen meiner Ansicht auf mathematischem Wege und führe den Nachweis, dass die periodischen Aenderungen der Lufterlektricität sich als nothwendige Folge aus meinen Grundannahmen ergeben.

I.

Experimenteller Theil.

2. Ueber die Frage, ob die von einer elektrisirten Flüssigkeit aufsteigenden Dämpfe Elektricität mit sich nehmen, liegen aus den letzten Jahren zwei Arbeiten vor, deren Ergebnisse einander direkt widersprechen. 1883 veröffentlichte Herr L. J. Blake¹⁾ seine im physikalischen Laboratorium der Berliner Universität ausgeführte Untersuchung, bei der er destillirtes Wasser, Kochsalzlösung, absoluten Alkohol, concentrirte Schwefelsäure, Ostseewasser, sowohl bei Zimmertemperatur als bei $+ 100^{\circ}$, schliesslich noch Quecksilber bei Zimmertemperatur und bei 360° anwandte. Sein Schlussergebniss lautet: „Der aus ruhigen elektrisirten Flüssigkeitsoberflächen aufsteigende Dampf ist elektrisch neutral.“

1886 veröffentlichte Herr F. Exner²⁾ eine Abhandlung über die Ursache und die Gesetze der atmosphärischen Elek-

1) Wied. Ann. 19. 1883. Seite 518—534.

2) Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wissensch. z. Wien. Bd. 93. II. Abth. Febr.-Heft. Jahrgang 1886.

tricität, in welcher er durch Versuche zu dem Ergebniss kommt, „dass die Verdampfung (von Wasser) im elektrischen Zustande ausnahmslos bedeutend grösser ist als im gewöhnlichen“ (a. a. O. S 30), und in welcher er durch andere Versuche mit Alkohol und Aether nachweist, „dass die Dämpfe Elektricität mit sich führen, wenn sie aus einer elektrisirten Flüssigkeit sich entwickeln“ (ebendasselbst Seite 31).

Herr Blake hat seine Versuche ausführlich mitgetheilt; sie scheinen mit grosser Sorgfalt und Umsicht angestellt zu sein und machen einen sehr zuverlässigen Eindruck. Uebrigens wurden bei denselben nicht, wie Herr Exner sagt, nur Potentialdifferenzen von 400 Volt angewandt, sondern vermittelst einer Töpler'schen Maschine auch solche, die einer Schlagweite von 3 bis 8 mm entsprachen. (a. a. O. Seite 531 u. 532.)

Herr Exner berichtet über seine zu entgegengesetzten Ergebnissen führenden Versuche nur ganz kurz, so dass es schwer hält, ihre Zuverlässigkeit zu beurtheilen. Um die Ursache der Verschiedenheit der von beiden Beobachtern gewonnenen Resultate aufzufinden, schien mir unter diesen Umständen die Wiederholung der Blake'schen Versuche zunächst überflüssig, dagegen die Wiederholung der Exner'schen Versuche geboten. Was ich dabei fand, wird im Folgenden mitgetheilt.

3. Um die Beschleunigung der Verdunstung durch die Elektricität zu untersuchen, tauchte ich nach Herrn Exner's Vorschrift in ein mit Wasserleitungswasser fast bis zum Rande gefülltes Glasgefäss (die Wasserfläche betrug etwa 510 qcm, die Tiefe 9 cm; der Holzfuss ruhte auf drei Schellackstückchen) eine Glasröhre von 4 mm lichter Weite, die zunächst am Gefäss heberförmig gebogen war und dann in einen etwa 1 m langen horizontalen Schenkel mit kurz aufgebogenem Ende verlief. Bei passender Füllung

nahm der Wasserfaden $\frac{1}{2}$ bis $\frac{3}{4}$ der Länge des Horizontalrohrs ein. Wenn für möglichst genaue Horizontalstellung des auf einem langen geraden Holzstab befestigten Rohres gesorgt war, so war der Wasserfaden in sehr langsamer Bewegung begriffen; dieselbe war meist ein Zurückweichen (bei meinen Hauptversuchen 0,1 bis 1,0 mm minutlich), bisweilen aber, wenn dicht vorher etwas zuviel Wasser in das Gefäss gegossen war, ein Vorrücken.

Wenn nun dem Gefäss Wasser entnommen wird, so zieht sich der Faden zurück; dasselbe muss also auch in Folge der Verdunstung eintreten;¹⁾ es muss in erhöhtem Mass eintreten, wenn die Verdunstung durch Elektricität beschleunigt wird; und letzteres hat Herr Exner stets beobachtet.

Das Wasser elektrisirte ich mittelst einer, in 4 m Entfernung aufgestellten stark wirkenden Holtz'schen Maschine, deren eine Elektrode zur Erde abgeleitet war, während von der anderen ein dünner, frei schwebender Kupferdraht ausging, dessen zusammengerolltes Ende im Wasser des Gefässes lag. Dem Wasser liessen sich bei Drehung der Maschine starke Funken entziehen. Beobachtet wurde nun der Rück-

1) In der wegen Luftheizung sehr trockenen Luft meines Zimmers (circa 30% relative Feuchtigkeit) verdunsteten bei 20° C. von einer Wasserfläche von 95 qcm in einer flachen Metallschale minutlich etwa 13 bis 15 mgr. Geschieht die Verdunstung von einer grösseren Wasserfläche aus ebenso, so konnten von der Wasserfläche der obigen Versuche minutlich doch nur 7 bis 8 mgr verdunsten. Könnte man nun voraussetzen, dass die minutlich aus dem Horizontalrohr zurückweichende Menge, gleich der minutlich verdunstenden Menge ist, so würde das Zurückweichen des Fadens 5 bis 6 mm betragen, also doch immer nur halb soviel als der von Herrn Exner beobachtete Betrag von durchschnittlich 1 cm. Wenn seine Versuche also nicht etwa bei sehr viel höherer Temperatur und sehr viel grösserer Trockenheit der Luft angestellt sind, so muss die grosse Geschwindigkeit des Fadenrückganges durch andere Umstände veranlasst gewesen sein.

gang des Fadens während der je 3 Minuten dauernden Drehung der Holtz'schen Maschine. (Ungefähr ebensolange oder kürzer dauerten die Elektrisirungen bei Herrn Exner.) Unmittelbar vor jeder Elektrisirung war der von selbst erfolgende Fadenzurückgang einige Minuten lang beobachtet. Daraus sind dann die Rückgänge berechnet, welche während der folgenden 3 Minuten, auch ohne Elektrisirung, zu erwarten waren. Die Ergebnisse stehen in der folgenden Tabelle, in welcher das Minuszeichen ein Vorgehen des Fadens anzeigt. Die Bruchtheile der mm sind nur roh geschätzt.

Nr.	Rückgang des Fadens		Differenz
	mit Elektrisirung	ohne Elektrisirung	
1.	0 mm	0 mm	0 mm
2.	1,0	3,0	— 2,0
3.	0,7	0,6	0,1
4.	0,5	0,0	0,5
5.	— 1,0	— 0,9	— 0,1
6.	1,0	0,6	0,4
7.	1,0	0,4	0,6
Mittel	0,46	0,53	— 0,07

Diese Versuche bestätigen also Herrn Exner's Ergebniss gar nicht; ein bestimmter Einfluss der Elektrisirung tritt überhaupt nicht hervor. Uebrigens will ich nicht unerwähnt lassen, dass bei fünf vorhergegangenen Versuchen mit einem anderen Glasrohr, das vielleicht nicht ganz so sorgfältig horizontal gestellt war, bei jeder Elektrisirung regelmässig starkes Vorrücken des Fadens um 23 bis 62 mm, anstatt des erwarteten Rückganges, beobachtet wurde, während der Faden vor der Elektrisirung und nach der Entladung sich langsam zurückzog. Ich vermag nicht anzugeben, ob hier etwa Influenzwirkungen vorlagen, oder welche Ursache sonst

gewirkt haben mag. Ebenso schwer ist es aber auch zu sagen, welchen Umständen bei Herrn Exner's Versuchen die Beschleunigung des Fadenrückganges zugeschrieben werden muss. Wenn vielleicht sein Glasrohr nur durch einen einzigen, die Rohrmitte fassenden Halter befestigt war, — während ich zwei Halter benutzte, — so könnte man vielleicht an ein geringes Herausheben des Glasrohrs aus dem Wasser in Folge der elektrischen Abstossung denken. Das dadurch bewirkte Sinken des Wasserspiegels hat ein Zurückweichen des Fadens im Rohr zur Folge.

Auf Grund meiner Versuche schliesse ich, dass die von Herrn Exner angegebene Versuchsanordnung nicht geeignet ist, mit irgend welcher Sicherheit den Nachweis zu liefern, dass eine elektrisirte Wasserfläche schneller verdunstet als eine unelektrisirte.

Hiermit soll indessen die Thatsache selber nicht bestritten werden. Dieselbe ist vielmehr, nachdem sie von Nollet entdeckt, von Beccaria bestätigt und von Pfaff¹⁾ wieder bestritten worden, durch Peltier²⁾ zweifellos nachgewiesen, von Reitlinger³⁾ ebenfalls bestätigt, und zuletzt nochmals von Mascart⁴⁾ durch sehr sorgfältige Versuche ausser Zweifel gestellt. Aber aus dieser Thatsache folgt keineswegs, dass die Dämpfe Elektrizität mitnehmen. Die Beschleunigung der Verdunstung, welche von den genannten Beobachtern meist dadurch erzielt war, dass sie stark elektrisirte Drähte oder Spitzen über der Wasserfläche anbrachten, findet ja ihre einfache Erklärung durch den elektrischen Wind, da in bewegter Luft die Verdunstung viel schneller

1) Gehlers Wörterbuch. 3. Seite 289. 1827.

2) A. Peltier: *Météorologie. Observations etc. des Trombes.* Brux. 1841. Chap. XII, Seite 76—88.

3) *Tageblatt d. 48. Verf. Deutscher Naturf. in Graz.* 1875. Seite 208.

4) Mascart: *Comptes rendus.* 86 1878. Seite 575.

vor sich geht als in ruhiger. Die Wirkung der Elektricität ist hierbei also nur eine indirekte. Was Peltier (a. a. O. Seite 87) gegen diese Deutung der Erscheinung vorbringt, ist nicht überzeugend. Auch Herr G. Wiedemann¹⁾ bespricht in seinem grossen Werke die betreffenden Versuche unter der Ueberschrift: „Der elektrische Wind befördert die Verdampfung.“

Hiernach erscheint also die durch Elektricität bewirkte Verdunstungsbeschleunigung im Allgemeinen, und die Exner'sche Versuchsanordnung im Besonderen nicht geeignet zur Beantwortung der Frage, ob die Dämpfe Elektricität mit sich nehmen.

4. Ich wende mich nun zu der anderen Versuchsreihe des Herrn Exner, welche obige Frage direkt zu beantworten bestimmt ist. Seinen Angaben folgend stellte ich ein grosses cylindrisches Messinggefäss von $\frac{1}{3}$ m Weite und fast $\frac{1}{2}$ m Tiefe auf 3 Schellacksäulchen isolirt auf. Es war dazu bestimmt, die durch Aetherdämpfe übertragene Elektricität aufzunehmen. Der Aether befand sich etwa 1 cm über der Mitte dieses Gefässes in einer flachen Messingschale von 11 cm Durchmesser und mit 6 mm hohem wulstigen Rande. Die Schale hing an drei 13 cm langen Drähten, die oben in einen Ring zusammenliefen, letzterer getragen von einem kleinen Messinghaken, der das Ende eines 30 cm langen, zweimal rechtwinklig gebogenen Ebonitstabes  bildete.

Die Versuche verliefen nun so: Das Messinggefäss wurde erst zur Erde abgeleitet, darauf isolirt und durch einen mit isolirter Handhabe versehenen Draht mit einem Pol eines Mascart'schen Elektrometers in Verbindung gesetzt, das für objektive Ablesungen mit Lichtzeiger eingerichtet war. Wenn

1) G. Wiedemann: Die Lehre v. d. Elektricität. Bd. IV. § 835. Seite 628. 1885.

das Gefäss ganz allein stand, — ohne geladene Messingschale über ihm, — so betrugen die jetzt erfolgenden Ausschläge des Lichtzeigers meist 10 bis 20, selten bis 40, Theilstriche, und erwiesen das Gefäss fast ausnahmslos als negativ. Die Empfindlichkeit war eine solche, dass ein Pol eines Daniell-elementes, dessen anderer Pol an Erde lag, 15 bis 20 Skalen theile Ausschlag gab.

Solche Versuche mit dem Messinggefäss allein wurden zur Controle fortwährend zwischen die eigentlichen Versuche eingeschoben. Um letztere anzustellen, musste man die Schale, sei es mit, sei es ohne Aetherfüllung, elektrisiren. Dazu wurde sie auf den (+) Konduktor einer im Nebenzimmer stehenden Reibungselektrisirmaschine gesetzt, und letztere ein Mal gedreht. Dann wurde die Schale vermittelt des erwähnten Ebonitstabes, dessen anzufassendes Ende mit Stanniol bewickelt war, vom Konduktor abgenommen und über dem nicht zur Erde abgeleiteten Messinggefäss aufgehängt. Nach 1 bis $1\frac{1}{4}$ Minuten wurde sie wieder entfernt, und jetzt die Elektrisirung des Gefässes untersucht. War die Schale leer gewesen, so erfolgten nun bald negative, bald positive Ausschläge, ohne Regelmässigkeit. Die negativen Ausschläge waren dabei oft wesentlich grösser als bei freiem Gefäss (ohne Schale), was nur als Influenzwirkung gedeutet werden kann.

Die positiven Ausschläge sind Folge schwacher Zerstreuung der positiven Ladung der Schale, die darüber gegangen hatte.

Wenn nun die + elektrisirte Schale Aether enthalten hatte, waren die nachträglichen Ausschläge stets sehr gross +; meist ging der Lichtzeiger über die Skala hinaus. Herrn Exner's Beobachtungen hierüber finden also volle Bestätigung. Nichtsdestoweniger ist der von ihm gezogene Schluss, dass hierdurch

die Mitnahme der Elektricität durch die Aetherdämpfe bewiesen sei, nicht haltbar. Denn ich erhielt nach Qualität und Quantität genau ebensolche Resultate, wenn die Füllung der Schale nicht Aether, sondern unter 0° C. abgekühltes Salzwasser einer Kältemischung war. In diesem Falle fand aber sicher keine Verdunstung statt, sondern im Gegentheil Condensation der Wasserdämpfe aus der umgebenden Luft auf der abgekühlten Schale. Wenn trotzdem auch in diesem Falle Elektricität von der + elektrisirten Schale auf das darunter stehende Gefäß übertragen war, so konnte die Ursache nur in Luftströmungen liegen, die durch die starke Temperaturdifferenz erzeugt waren. Die an der kalten Messingschale herabsinkende Luft, oder vielmehr die in ihr schwebenden Staubtheilchen, entführen der Schale Elektricität und geben sie an das unten stehende Gefäß ab. Ganz ebenso muss der Vorgang sein, wenn die Schale mit Aether gefüllt ist; denn durch die Aetherverdampfung wird ja die Schale ebenfalls sehr stark abgekühlt.

Es ist überflüssig, die einzelnen Versuche aufzuzählen; nur soviel sei gesagt: Wenn überhaupt die Bedingungen der Versuchsanordnung richtig getroffen waren, so dass von der Aether enthaltenden + elektrisirten Schale + Elektricität auf das untergestellte Gefäß überging, so ging ausnahmslos auch von der mit Kältemischung gefüllten + elektrisirten Schale + Elektricität in mindestens demselben Betrag auf das untergestellte Gefäß über. Derartige Versuche können also sicher nicht als Beweis dafür dienen, dass die von einer elektrisirten Flüssigkeit aufsteigenden Dämpfe Elektricität mit sich nehmen. Die ganze Versuchsanordnung ist übrigens wenig empfehlenswerth und namentlich zu quantitativen Bestimmungen ungeeignet, denn auch bei scheinbar ganz gleicher Anordnung sind die Resultate oft wenig übereinstimmend. Daher

habe ich noch eine andere Methode angewendet, die quantitative Ergebnisse zu versprechen schien.

5. Der Grundgedanke dieser Methode ist folgender: Wenn die Dämpfe einer elektrisirten Flüssigkeit wirklich Elektrizität mit sich nehmen, so muss sich von einer isolirt aufgestellten elektrisirten flachen Schale voll verdunstender Flüssigkeit die Elektrizität schneller zerstreuen als von der leeren Schale. Man hat also nur die Geschwindigkeiten zu vergleichen, mit welchen bei voller und bei leerer Schale das Potential von demselben Anfangswerth aus abnimmt. Bei der Verwirklichung dieses Gedankens nahm ich Abstand von der Anwendung des Mascart'schen Elektrometers, um die Schale nicht auf einen eigenen Isolator stellen zu müssen, dessen Einfluss die Erscheinung compliciren konnte. Die Elektroden dieses Elektrometers sind nämlich zu gebrechlich, um die Schale an ihnen selber aufzuhängen. Also befestigte ich die Schale direkt auf einem sogenannten Goldblattelektroskop. Als solches diente ein Beetz'sches Elektroskop mit Aluminiumblättchen, welche sich im Innern eines breiten liegenden Messingcylinders befinden, dessen Enden durch Glasplatten geschlossen sind. Die Blättchen hängen an einem Messingstab, der durch Ebonit und Schellack isolirt durch das Gehäuse hindurchgeht. Ausser dieser Isolirvorrichtung werden in den folgenden Versuchen keinerlei Isolatoren verwendet.

Die Schale mit der Flüssigkeit darf nun nicht unmittelbar an Stelle des Knopfes auf das Elektroskop geschraubt werden; denn die herabsinkenden Dämpfe oder kalten Luftströmungen, oder auch nur die Kälte der abgekühlten Schale, die bis zum Isolator geleitet wird, verändern, wie ich mich überzeugte, das Isolationsvermögen desselben in viel zu hohem Grade. Daher wurde statt des Knopfes zunächst ein 20 cm langer, horizontaler, in einen Knopf endigender Messingarm angesetzt, und von seinem Knopfe aus die (schon zu den früheren Versuchen benutzte) Schale mittelst der drei

Drähte herabhängen gelassen. So konnte der Isolator möglichst wenig durch Kälteleitung verändert werden. Ein grosser Metallschirm mit rundem Loch für den freien Durchtritt des horizontalen Armes hielt die Dämpfe möglichst von dem Isolator ab. Der Beobachter war immer durch mit Stanniol bekleidete Pappschirme vom Elektroskop getrennt; das Elektroskopgehäuse und die Schirme waren zur Erde abgeleitet.

Nach Mittheilung einer Ladung (durch einen geriebenen Ebonitstab) nimmt die Blättchendivergenz langsam ab. Dieses allmähliche Sinken des Potentials verfolgte ich durch ein fest aufgestelltes, bei allen Versuchen unverrückt stehen gelassenes Mikroskop von horizontaler Lage mit 100-theiligem Okularmikrometer. Der Werth eines Theilstriches war $\frac{1}{20}$ mm. Weil nun Zehntel noch geschätzt werden konnten, so liessen sich Verrückungen des beobachteten Blättchens im Betrage von $\frac{1}{200}$ mm noch eben wahrnehmen. Im unelektrischen Zustande stand das eine Blättchen, welches stets allein beobachtet wurde, ganz am Rande des Gesichtsfeldes (beim Theilstrich —13). Beim Elektrisiren macht es einen Ausschlag durch das Gesichtsfeld hindurch, eventuell über den anderen Rand desselben hinaus. Man entzieht nun, durch Anlegen eines mittelmässig leitenden Stäbchens, soviel Elektrizität, dass das Blättchen wenig über +82 steht; dann überlässt man das weitere Sinken der Zerstreuung. Wenn das Blättchen ungefähr bis auf 79 oder wenig tiefer gekommen ist, notirt man die Zeit, sowie die Stellung des Blättchens, und beobachtet nun weiter an einer Sekundenuhr mindestens 8 Minuten lang, bis zu welchem Strich das Blättchen nach je 2 Minuten gesunken ist. So kennt man die Strecken, welche das Blättchen in je 2 Minuten durchlaufen hat, und schliesst daraus auf die Geschwindigkeit der Zerstreuung der Elektrizität. Die Durchlaufung der Strecke 80 bis 60 entspricht einer Verminderung des Winkels, den

das Blättchen mit der Vertikalrichtung macht, um weniger als 2 Grad, nämlich etwa von $8^{\circ}38'$ bis $6^{\circ}48'$. Diese Ausschläge entsprechen (nach freilich sehr roher Schätzung) Potentialwerthen von 200 bis 300 Daniell.

6. Vorversuche. Den Hauptversuchen mussten Vorversuche vorausgeschickt werden, um den Einfluss verschiedener Nebenumstände festzustellen. Zuerst suchte ich den Einfluss des Rückstandes im Isolator kennen zu lernen. Wenn das Elektroskop sehr stark geladen und dann wieder soweit entladen wurde, dass das Blättchen auf 80 stand, so änderte es nun von selbst seine Stellung ziemlich schnell im Sinne wachsenden Ausschlages bis gegen Theilstrich 90; man hatte es also mit einer Rückstandserscheinung zu thun: Die disponible Ladung wuchs von selbst. Ich gebe nur ein Beispiel aus vielen.

Am 13. Oktober 1887 wurde das Elektroskop 1 Minute lang sehr stark geladen gehalten und dann bis Strich 80 entladen; der Ausschlag wuchs darauf von selbst bis 88. Jetzt wurde soviel Elektrizität entzogen, dass das Blättchen bis 81 sank. Von dem Moment, wo der Strich 80 passirt wurde, beobachtete ich dann das weitere in je 2 Minuten eintretende Sinken. Im Anschluss an diesen Versuch machte ich sofort einen zweiten mit schwacher Anfangsladung. Ich brachte das Blättchen auf 82 herab, es sank weiter, ohne von selbst gestiegen zu sein; und ich beobachtete wieder, vom Momente des Passirens von Strich 80 an, das weitere in je 2 Minuten eingetretene Sinken. Die Ergebnisse dieses Doppelversuchs waren:

Zeit	Sinken bei		Differenz
	starker	schwacher	
	Anfangsladung		
0—2 min.	1,8 s	3,1 s	1,3 s
2—4 „	2,3	3,1	0,8
4—6 „	2,6	3,0	0,4

1 Skalentheil s = $\frac{1}{20}$ mm.

Man bemerkt, dass die Blättchen nach vorausgegangener starker Ladung viel langsamer zusammenfallen, als nach schwacher Ladung. Hat man also, unter übrigens gleichen Umständen, bei zwei Versuchen Anfangsladungen von sehr verschiedener Stärke benutzt und sie etwa auch verschieden lange andauern lassen, so erfolgt das Zusammenfallen der Blättchen von derselben Anfangsstellung aus doch nie auf identische Weise, zumal in den ersten paar Minuten, während deren sich der Einfluss des Rückstandes am meisten fühlbar macht. Der hier erkannte Einfluss des zum Messinstrument gehörigen Isolators mahnte zur äussersten Vorsicht. Daher wurde bei den endgiltigen Versuchen immer eine möglichst gleiche Anfangsladung ertheilt, (Ausschlag bis zum Strich 110 bis 120), dieselbe möglichst schnell bis etwa zum Aus-
schlag 82 vermindert, und der weitere Zusammenfall — wie erwähnt — erst etwa von Strich 79 an beobachtet, um den in den ersten Minuten zu befürchtenden unregelmässigen Einfluss des Rückstandes möglichst auszuschliessen.

Ferner glaube ich bemerkt zu haben, dass wenn nach mehrstündiger Unterbrechung mehrere Versuche dicht hintereinander unter möglichst gleichen Umständen angestellt wurden, die Blättchen beim ersten Versuch meist etwas schneller zusammenfielen als bei den folgenden, so als ob ein Theil der zugeführten Elektricität zur Ladung des Isolators verbraucht würde. Als Beispiel diene der erste Versuch vom 14. Oktober 1887 (I), verglichen mit dem unmittelbar danach angestellten (II) und mit einem zwei Stunden später angestellten (III), nachdem inzwischen dauernd mit dem Instrument gearbeitet war.

	I	II	III
0—2 min.	3,1	2,65	2,7
2—4 „	2,5	2,55	2,6
4—6 „	2,7	2,3	2,3
6—8 „	2,1	2,1	2,2
0—8 min.	10,4	9,6	9,8

Der während 8 Minuten durchlaufene Weg des Blättchens ist im ersten Versuch (10,4 Skalentheile) merklich grösser als in den beiden anderen. Solche Bemerkung machte ich wiederholt, jedoch nicht ohne Ausnahme. Doch sind im Folgenden aus Vorsicht alle Versuche weggelassen, welche als erste nach mehrstündiger Unterbrechung angestellt wurden.

7. Weitere Vorversuche. Von weit störenderem Einflusse als der Rückstand zeigten sich die Aenderungen der Luftfeuchtigkeit und der Temperatur, wie das ja schon Coulomb erkannt hat. In Folge dieser Umstände waren Beobachtungen, die an verschiedenen Tagen oder nur zu wesentlich verschiedenen Stunden desselben Tages angestellt waren, überhaupt nicht mit einander vergleichbar. Um eine Vorstellung von der Verschiedenheit der Zerstreuung zu verschiedenen Tageszeiten und an verschiedenen Tagen zu geben, auch wenn die übrigen Bedingungen möglichst unverändert waren, kann folgende Zusammenstellung der Geschwindigkeiten des Blättchens in fünf verschiedenen Versuchen dienen, deren jeder als zweiter Versuch nach längerer Unterbrechung angestellt war.

	8. Okt. Nachm.	12. Okt. Vorm.	14. Okt. Vorm.	14. Okt. Nachm.	15. Okt. Vorm.
0—2 min.	6,65	0,8	2,65	3,7	1,9
2—4 „	6,0	0,9	2,55	3,4	1,9
4—6 „	5,4	1,0	2,3	3,3	1,6
6—8 „	5,55	1,0	2,1	3,3	1,6
0—8 min.	23,6	3,7	9,6	13,7	7,0

Wenn man hier auch die beiden ersten, höchst aussergewöhnlichen Versuche weglässt, so zeigen doch auch die übrigenbleibenden, dass die Zerstreuung an einem Tage doppelt so gross sein kann als an einem anderen. Daraus entspringt die Nöthigung, immer nur solche Versuche mit einander zu

vergleichen, die unmittelbar nacheinander, also unter möglichst gleichartigen Bedingungen des Luftzustandes, angestellt worden sind.

Ich glaubte Anfangs den Isolator dadurch jedes Mal in denselben Zustand versetzen zu können, dass ich ihn dicht vor jeder Beobachtungsreihe mit der Bunsenflamme stark erhitzte. Dies Verfahren bewährte sich aber nicht, so dass ich es fallen liess.

8. Letzte Vorversuche. Um mich zu überzeugen, ob bei meiner Versuchsanordnung auch wirklich ein wesentlicher Theil der Elektricität sich in die Luft zerstreut, und nicht etwa der Haupttheil durch den Isolator entflieht, stellte ich am 14. Oktober Vormittags nahe nach einander 3 Versuche mit gleichem Anfangspotential an, bei deren mittelstem ich aber die am Horizontalarm hängende Schale entfernt hatte, so dass bei diesem Versuch eine wesentlich kleinere Oberfläche des geladenen Leiters mit der Luft in Berührung stand. Hier musste dann die Zerstreung geringer sein. Die Zerstreungsgeschwindigkeiten waren:

Zeit	Mit Schale	Ohne Schale	Mit Schale
0—2 min.	2,7	2,2	2,7
2—4 „	2,25	2,1	2,6
4—6 „	2,5	1,8	2,3
6—8 „	2,2	1,75	2,2
0—8 min.	9,65	7,85	9,8

Diese Versuchsreihe, sowie mehrere analog angestellte, lehren übereinstimmend, dass die Zerstreung wesentlich langsamer erfolgt, wenn der Leiter durch Entfernung der Schale verkleinert ist, während die Zerstreung bei dem ersten und letzten Versuch (mit Schale) recht befriedigend übereinstimmt.

Hiermit ist nachgewiesen, dass sich ein wesentlicher Theil der Ladung wirklich in die umgebende Luft zerstreut.

9. Versuche mit Wasser. Um zu ermitteln, ob bei der Verdunstung des Wassers von Zimmertemperatur Elektrizität durch die Dämpfe fortgeführt wird, stellte ich am 8. Oktober Vormittags bei 18,0° C. dicht hintereinander drei Versuche an, die beiden ersten mit leerer Schale, während sich beim dritten reines Wasser von Zimmertemperatur in der Schale befand. Die Zerstreuungsgeschwindigkeiten waren:

Zeit	Schale leer	Schale leer	Schale voll Wasser
0—2 min.	4,4	4,45	4,3
2—4 „	4,3	4,4	4,3
4—6 „	4,05	4,0	4,2
6—8 „	3,85	4,05	4,0
0—8 min.	16,6	16,9	16,8

In diesen, wie in anderen Versuchen von derselben Anordnung, zeigt sich keine Spur eines Einflusses der Wasserfüllung auf die Zerstreuung der Elektrizität.

Sodann benutzte ich kochendes Wasser, das in die stark erhitzte Schale gegossen und, nach Beruhigung des Aufwallens, elektrisirt wurde. Am 17. Oktober wurden unmittelbar nacheinander fünf Versuche angestellt: der erste mit leerer Schale von Zimmertemperatur (20° C.), der zweite mit stark erhitzter leerer Schale, die sodann elektrisirt wurde, der dritte mit der Schale voll heissen Wassers, der vierte mit erhitzter leerer, der fünfte mit der Schale voll heissen Wassers.

Zeit	Leere Schale von 20°	Leere Schale erhitzt	Schale voll heiss. Wasser	Leere Schale erhitzt	Schale voll heiss. Wasser
0—2 min.	2,6	3,2	3,0	2,9	2,9
2—4 „	2,6	2,8	2,5	2,5	2,9
4—6 „	2,0	3,1	2,8	2,75	2,6
6—8 „	2,0	2,6	2,6	2,65	2,7
0—8 min.	9,2	11,7	10,9	10,8	11,1

Während der ersten 8 Minuten nach Passirung des Striches durchlief das Blättchen also bei leerer Schale von 20° 9,2 Skalentheile, bei leerer erhitzter Schale (im Mittel beider Versuche) 11,25 s, bei erhitzter Schale voll heissen Wassers (im Mittel beider Versuche) 11,0 s. Die Anwesenheit des heissen stark verdampfenden Wassers in der Schale hat hiernach keinen nachweisbaren Einfluss auf die Zerstreuung der Elektricität. Es nehmen also die Wasserdämpfe, mögen sie von einer mehr oder weniger heissen, elektrisirten Wasserfläche aufsteigen, keine nachweisbaren Elektricitätsmengen mit.

Dass die Elektricitätszerstreuung von der erhitzten Schale schneller stattfindet als von der kalten, hat seinen Grund offenbar in den durch die Temperaturdifferenz erzeugten Luftströmungen, worüber unten (in 11.) mehr.

10. Versuche mit Aether und mit Kältemischung. Der in die flache Schale gegossene Aether verdunstet so schnell, dass die Schale schon nach 9 Minuten fast trocken ist. Dabei ist der Wärmeverbrauch so bedeutend, dass man unterhalb der Schale mit der Hand den kalten herabsinkenden Strom von Luft und Aetherdampf fühlen kann. Diese Bemerkung führte dazu, jedes Mal unter möglichst gleichen Umständen Parallelversuche mit Aether und mit unter 0° abgekühltem Salzwasser, einer Kältemischung von Kochsalz und Schnee entstammend, anzustellen. Die hauptsächlichsten meiner Versuchsreihen theile ich nun mit. Am 8. Oktober

Nachmittags stellte ich unmittelbar nacheinander 2 Versuche mit leerer Schale und 2 Versuche mit Kältemischung an, darauf nach einviertelstündiger Pause, während deren aber das Elektroskop schwach geladen blieb, einen Versuch mit leerer Schale, einen mit Aether, und wieder einen mit leerer Schale.

Zeit	Leere Schale	Leere Schale	Kältemisch.	Kältemisch.	Leere Schale	Aether	Leere Schale
0—2 min.	6,4	6,65	7,1	7,8	7,7	9,0	8,0
2—4 „	5,9	6,0	7,3	7,1	7,1	8,0	7,4
4—6 „	5,5	5,4	6,6	6,8	6,7	7,2	7,1
6—8 „	5,4	5,55	5,5	6,2	6,5	6,8	6,5
0—8 min.	23,2	23,6	26,5	27,9	28,0	31,0	29,0

Diese Versuche lehren, besonders bei Betrachtung der Zahlen der letzten Horizontalreihe, folgendes: Während die ersten beiden Versuchsreihen (mit leerer Schale) sehr gleichartigen Verlauf der Zerstreuung zeigen, ist letztere bei Füllung der Schale mit sehr kaltem Wasser wesentlich beschleunigt; beim ersten Kälteversuch durchläuft das Blättchen binnen 8 Minuten 2,9 Skalentheile mehr als beim vorhergehenden Leerschalen-Versuch. Durch die Versuche mit dem kalten Wasser scheint das Isolationsvermögen so verschlechtert zu sein, dass bei dem 15 Minuten später angestellten Leerschalen-Versuch die Zerstreuung genau so gross ist wie bei dem zuletzt vorhergegangenen Versuch mit der Kältemischung. Aber bei dem nun folgenden Versuch mit Aether durchläuft das Blättchen doch binnen 8 Minuten noch 3,0 Skalentheile mehr. Die Beschleunigung der Zerstreuung gegenüber dem vorhergehenden Leerschalen-Versuch hat also merklich gleichviel betragen, wenn man die Schale mit sehr kaltem Wasser oder wenn man sie mit Aether gefüllt hat. Bei-

läufig sei bemerkt, dass alle an diesem Nachmittage beobachteten Zerstreuungsgrössen bei Weitem grösser waren als ich sie je sonst beobachtet habe.

Die Versuche vom 14. Oktober Vormittags ergaben:

Zeit	Leere Schale	Aether	Leere Schale
0—2 min.	2,4	3,0	2,7
2—4 „	2,6	2,5	2,3
4—6 „	2,15	2,55	2,5
6—8 „	2,0	2,1	2,2
0—8 min.	9,15	10,15	9,7

Vergleicht man das Mittel der beiden Leerschalen-Versuche mit dem Aetherversuch, so zeigt sich, dass in letzterem das Blättchen binnen 8 Minuten 0,73 Skalentheile mehr durchlaufen. Also lehrt auch diese Versuchsreihe eine freilich nur geringe Beschleunigung der Zerstreuung durch die Aetherfüllung der Schale.

Aus der grösseren Zahl von Versuchen vom 14. Oktober Nachmittags theile ich 3 unmittelbar nacheinander angestellte mit, der erste mit leerer Schale, die beiden folgenden mit Aether; sodann 5 weitere, nach viertelstündiger Unterbrechung angestellte, theils mit leerer Schale, theils mit Kältemischung.

Zeit	Leere Schale	Aether	Aether	Leere Schale	Kältemisch.	Leere Schale	Kältemisch.	Leere Schale
0—2 min.	3,7	3,7	3,7	5,7	3,7	3,6	4,0	4,5
2—4 „	3,4	3,6	3,3	3,2	3,2	3,2	3,8	3,4
4—6 „	3,3	3,1	3,1	3,1	3,0	3,1	3,4	3,4
6—8 „	3,3	3,2	3,1	3,3	3,0	3,1	3,1	3,3
0—8 min.	13,7	13,9	13,5	13,3	12,9	13,0	14,3	14,6

Bildet man aus den Zahlen der beiden Aetherversuche das Mittel, so findet man es übereinstimmend mit dem Leerschalenversuch (13,7).

In diesem Falle war also gar kein Einfluss des Aethers erkennbar.

Auch der erste Kältemischungsversuch unterscheidet sich nicht merklich von dem dicht vorher und dem dicht nachher angestellten Leerschalenversuch. Bei den letzten Versuchen nahm aber die Isolirung allmählich ab, vielleicht weil die Zimmertemperatur von $17,5^{\circ}$ auf $16,7^{\circ}$ gesunken war. Ich bilde daher das Mittel der letzten drei Leerschalenversuche und vergleiche es mit dem Mittel der beiden Kältemischungsversuche, und finde:

Zeit	Leere Schale	Kältemischung	Differenz
0 2 min.	3,93	3,85	+ 0,08
2—4 „	3,27	3,50	— 0,23
4—6 „	3,20	3,20	+ 0,00
6—8 „	3,23	3,05	+ 0,18
0—8 min.	13,63	13,60	+ 0,03

Hier ist also nicht der mindeste Einfluss der Kältemischung nachweisbar, gerade so wie vorher kein Einfluss des Aethers.

Als letzte sei die Versuchsreihe vom 15. Oktober Vormittags mitgetheilt. Nach dem Versuch mit Kältemischung fand eine viertelstündige Unterbrechung statt, während deren aber — wie immer in solchen Fällen — das Elektroskop schwach geladen gehalten war. Die folgenden fünf Versuche schlossen sich dann unmittelbar an.

Zeit	Leere Schale	Kältemisch.	Leere Schale	Aether	Leere Schale	Aether	Leere Schale
0—2 min.	1,9	2,5	1,85	2,0	2,5	2,0	2,0
2—4 „	1,9	1,95	1,85	1,95	1,9	1,9	1,9
4—6 „	1,6	1,75	1,7	1,7	1,7	1,8	1,85
6—8 „	1,6	1,5	1,4	1,5	1,6	1,45	1,4
0—8 min.	7,0	7,7	6,3	7,15	7,7	7,15	7,15

Der Kältemischungsversuch lässt gegen den dicht vorhergehenden Leerschalenversuch eine geringe Beschleunigung der Zerstreuung erkennen (0,7), besonders in den ersten Minuten; etwa eben so gross ist die Beschleunigung beim ersten Aetherversuch gegenüber dem dicht vorhergegangenen Leerschalenversuch (0,85), wieder besonders in den ersten Minuten. Die folgenden Versuche freilich verrathen keinen nennenswerthen Einfluss des Aethers auf die Zerstreuung der Elektricität; bildet man nämlich das Mittel der drei letzten Leerschalenversuche und vergleicht es mit dem Mittel der beiden Aetherversuche, so findet man sie im Wesentlichen übereinstimmend.

Zeit	Leere Schale	Aether	Differenz
0—2 min.	2,12	2,00	+ 0,12
2—4 „	1,72	1,92	- 0,20
4—6 „	1,75	1,75	± 0,00
6—8 „	1,47	1,48	- 0,01
0—8 „	7,06	7,15	- 0,09

Ausser den mitgetheilten habe ich noch mehrere Versuche derselben Art gemacht, aber ohne wesentlich andere Ergebnisse.

Zusammenfassend kann ich sagen, dass sich die Aetherfüllung der Schale in manchen Fällen ohne nennenswerthen

Einfluss auf die Elektrizitätszerstreuung gezeigt hat, in anderen Fällen aber eine Beschleunigung derselben bewirkt hat. Unter allen Umständen war aber das Verhalten der mit Kältemischung gefüllten Schale in den gleichzeitig angestellten Parallelversuchen mit dem Verhalten der Aetherschale übereinstimmend. Daraus geht hervor, dass jedenfalls nicht die Dämpfe als Träger der Elektrizität wirksam gewesen sind, sondern dass nur die in Folge der Temperaturdifferenz eingetretenen Luftströmungen für die veränderte Elektrizitätszerstreuung verantwortlich gemacht werden können.

11. Einfluss der Luftbewegung auf die Elektrizitäts-Zerstreuung. Schon in den nach Exners Verfahren (§ 4, pag. 29) ausgeführten Versuchen, und dann in den eben besprochenen mit Kältemischung (§ 10) und auch mit erhitzter Schale (§ 9, pag. 37) hat sich sehr deutlich eine Beschleunigung der Elektrizitätszerstreuung durch stärkere Bewegung der Luft, — wie sie durch Temperaturdifferenzen erzeugt wird, — gezeigt. Dadurch ist dann auch die Zerstreuungs-Beschleunigung von der mit Aether gefüllten Schale ohne Weiteres verständlich geworden. Ich hielt es aber doch für nöthig, diese Beschleunigung durch Bewegung der Luft auch noch direkt nachzuweisen. Dazu wurde zwischen je zwei Mikroskopablesungen Luft mit einem Handblasebalg ziemlich stark gegen die Schale oder an ihr vorbei geblasen, wobei sie einigermassen in's Schwanken gerieth. Ein solcher Versuch wurde z. B. am 14. Oktober Vormittags zwischen dem in § 8, pag. 35 mitgetheilten Versuch mit Schale und dem folgenden ohne Schale eingeschaltet. Also ist er mit dem Mittel der obigen beiden Schalenversuche, deren erster dicht vor ihm, deren zweiter $\frac{1}{4}$ Stunde nach ihm angestellt wurde, direkt zu vergleichen.

Zeit	Bewegte Luft	Stille Luft	Differenz
0—2 min.	3,4	2,70	0,70
2—4 „	2,8	2,42	0,38
4—6 „	3,1	2,40	0,70
6—8 „	2,8	2,20	0,60
0—8 min.	12,1	9,72	2,38

Hier zeigt sich also eine sehr wesentliche Beschleunigung der Zerstreuung durch das Blasen. Dasselbe Ergebniss fand ich noch öfter.

Später habe ich auch noch eine etwas geänderte Versuchsanordnung angewandt. Ich elektrisirte nämlich die Schale und beobachtete die Elektricitätszerstreuung, indem ich die Schale erst einige Minuten ruhig hängen liess, sie dann während einiger Minuten zwischen je zwei Ablesungen mit dem Blasebalg anblies, sie dann wieder einige Minuten ruhig hängen liess u. s. f. So erhielt ich am 3. Januar 1888 folgende Beobachtungsreihe, in der die dritte Spalte die vom Blättchen in je 2 Minuten durchlaufenen Strecken enthält.

Zeit	Strich	Strecke	Luftbewegung
11 h 25 ^m 0 ^{sec.}	84,8	0,9	} Schale ruhig
27	83,9	0,8	
29	83,1	0,9	
31	82,2	1,2	
33	81,0	0,9	} Schale angeblasen.
35	80,1	1,2	
37	78,9	1,1	
39	77,8	0,9	
41	76,9	0,9	} Schale ruhig.
43	76,0	1,0	
45	75,0	0,9	
47	74,1	1,3	} Schale angeblasen.
49	72,8		

In der ersten und zweiten Periode des ruhigen Hängens der Schale betrug hiernach die minutlich durchlaufene Strecke 0,43 und 0,46 Skalentheile, während in den beiden Blaseperioden minutlich 0,55 resp. 0,65 Skalentheile durchlaufen wurden.

Ich stellte noch einige ganz analoge Versuche, jedoch mit Weglassung der Schale, an, so dass nur der Knopf des Horizontalarms aufgeblasen wurde. So fand ich z. B. am 3. Januar 1888:

Zeit	Strich	Strecke	Luftbewegung
11 h 59 m 0 sec.	89,4		Ohne Blasen.
12 1 0	88,3	1,1	
3	87,4	0,9	
5	86,5	0,9	
7	85,0	1,5	Mit Blasen.
9	83,7	1,3	
11	83,0	0,7	
13	82,1	0,9	Ohne Blasen.
15	81,4	0,7	
17	80,7	0,7	
19	79,7	1,0	Mit Blasen.
21	78,8	0,9	
23	78,0	0,8	
25	77,1	0,9	Ohne Blasen.
27	76,3	0,8	
29	75,7	0,6	
31	74,9	0,8	
33	73,9	1,0	Mit Blasen
35	73,0	0,9	

Also hat das Blättchen in den aufeinander folgenden Perioden ohne und mit Blasen minutlich folgende Strecken durchlaufen:

Ohne Blasen	0,48	0,38	0,39
Mit	"	0,58	0,45 0,47

Aus diesen Versuchen folgt, dass die Elektricitätszerstreuung in bewegter Luft schneller geschieht als in ruhiger, vermuthlich in Folge der grösseren Anzahl der in gleichen Zeiten herangeführten Staubtheilchen, die sich an dem elektrisirten Körper laden. Jedenfalls ist nicht eine etwaige entgegengesetzte Elektrisirung der durch den Blasebalg geschickten Luft als Ursache der schnelleren Zerstreuung anzusehen; denn die Beschleunigung der Zerstreuung durch's Blasen liess sich ebensogut nachweisen, wenn die Schale (+), als wenn sie (—) geladen war.

Ich bin auf diesen Gegenstand etwas ausführlicher eingegangen, weil ältere Versuche von Matteucci¹⁾ das entgegengesetzte Resultat ergeben hatten, und weil letzteres — trotz seiner inneren Unwahrscheinlichkeit — Eingang in gute Werke über Elektricität gefunden hat.²⁾ Ich kann auf Grund meiner mitgetheilten Versuche die Ergebnisse Matteuccis nur für falsch halten.

12. Die wesentlichsten Ergebnisse sind folgende:

1) Die durch Elektricität bewirkte Verdunstungsbeschleunigung im Allgemeinen, und die Exner'sche Versuchsanordnung im Besonderen, ist nicht geeignet zur Beantwortung der Frage, ob die Dämpfe einer elektrisirten Flüssigkeit Elektricität mit sich nehmen.

2) Aus Herrn Exner's Versuchen über den Uebergang der Elektricität von einer mit Aether gefüllten Schale auf ein anderes Gefäss lässt sich kein Schluss auf die Mitnahme der Elektricität durch die Aetherdämpfe ziehen.

3) Versuche über Zerstreuung der Elektricität lassen

1) Ann. de Chim. et de Phys. 3. sér. tom. 28. Seite 386. 1850.

2) E. Mascart: Handb. d. stat. Elektr. Deutsch von Wallentin. I. § 41. Seite 101. Wien 1883. G. Wiedemann: D. Lehre v. d. E. Bd. IV, 2. Abth. Seite 610 giebt das Resultat als „unsicher“ an.

keine Spur einer Mitnahme der E durch die Dämpfe von Wasser oder von Aether erkennen.

4. Beiläufig hat sich ergeben, dass Bewegung der Luft die Elektrizitätszerstreuung beschleunigt.

Nachdem also die den Blake'schen Ergebnissen scheinbar widersprechenden des Herrn Exner als hinfällig erwiesen, und die Blake'schen Resultate durch meine gänzlich anders angeordneten Versuche über Zerstreuung vollständig bestätigt sind, darf man behaupten, dass eine Mitnahme der Elektrizität durch die Dämpfe einer elektrisirten Flüssigkeit bisher durchaus nicht nachweisbar ist.

Zu Gunsten dieser Anschauung lässt sich schliesslich nur noch eine allgemeine Ueberlegung anführen, nämlich die: dass die Elektrizität eines frei schwebenden geladenen Tropfens beim gänzlichen Verdunsten desselben doch an das umgebende gasförmige Medium übergehen muss! Indessen scheint die Verwirklichung dieses gedachten Vorganges mit sehr grossen Schwierigkeiten verknüpft zu sein. Zwar erzeugt Hr. Linss¹⁾ zu dem Zwecke mittelst eines isolirten, elektrisirten Zerstäubungsapparats eine Wolke kleiner geladener Tröpfchen. Alsdann zeigt ein Elektrometer vermittelst eines Flammenkollektors noch $\frac{1}{4}$ Stunde später beträchtliche Ausschläge. Hieraus kann man aber keinen Schluss auf Elektrisirung der Zimmerluft ziehen, wie Hr. Linss will. Denn die elektrisirten Tröpfchen können unmöglich reine Flüssigkeit bleiben; sondern sie müssen sofort Staubtheilchen an sich ziehen und, wegen der Benetzung letzterer, mit ihnen verbunden bleiben. Wenn sie dann verdunsten, lassen sie die Staubtheilchen geladen zurück. — In welcher Weise die Elektrizität eines völlig reinen Flüssigkeitstropfens bei seinem Verdunsten sich der

1) Ueber einige die Wolken- und Lufterlektrizität betreffende Probleme. In der Meteorologischen Zeitschr. Oktober 1887. S. 356.

umgebenden Luft mittheilen kann: darüber sind wir zur Zeit gänzlich in Unkenntniß.

Somit glaube ich vollständig bewiesen zu haben, dass eine Theorie der Lufterlektricität, welche die Mitnahme der Elektricität durch die von der geladenen Erde aufsteigenden Wasserdämpfe zur Grundlage hat, bis jetzt jeder experimentellen Stütze entbehrt.

II.

Theoretischer Theil.

13. Die Betrachtungen, welche ich vor einiger Zeit über den Ursprung der gewöhnlichen Elektricität der Atmosphäre veröffentlicht habe,¹⁾ muss ich, mit Rücksicht auf das Folgende, hier kurz wiederholen.

„Es ist Thatsache, dass sehr oft zwei oder mehr Luftströme von verschiedener Richtung übereinander fließen . . . und dass sie meistens sehr verschiedene Temperatur besitzen. Sobald nun der eine von zwei aneinander hinfließenden Luftströmen Eistheilchen mit sich führt, der andere Wassertheilchen, so muss . . . wegen der Reibung der Wassertheilchen an den Eistheilchen Erregung von Elektricität die Folge sein: Die Eistheilchen werden positiv,²⁾

1) Der Ursprung der Gewitter-Elektricität und der gewöhnlichen Elektricität der Atmosphäre. Jena. Fischer. 1885. Seite 55 und 56.

2) In der oben citirten Abhandlung über atmosphärische Elektricität vom Jahre 1886 sagt Herr Exner (Seite 50) nach Anführung einiger Bedenken gegen meine Ansichten über die Lufterlektricität: „Es ergeben sich aber noch andere bedeutendere Schwierigkeiten. Vor Allem ist der Schnee keineswegs immer positiv, sondern häufig auch negativ;“ u. s. f. Und ein Jahr später sagt derselbe Autor über denselben Gegenstand (Ueber die Abhängigkeit der atmosphärischen Elektricität vom Wassergehalt der Luft. Sitzungsber. d. Wiener Akad. Bd. 96. II. Abth. Juli 1887): „Es wurde erwähnt, dass das Regenwasser immer negativ ist: eine Ausnahme davon habe ich nur im Winter gefunden, wenn Regen und Schnee abwechselnd

die Wassertheilchen negativ elektrisch. Welcher von den beiden Strömen oberhalb des anderen fliesst, dass lässt sich nicht allgemein angeben. Da aber die Temperatur durchschnittlich nach oben hin abnimmt, so wird in der überwiegenden Mehrzahl der Fälle der Eisstrom als oberhalb des Wasserstroms fliegend vorausgesetzt werden dürfen. Daraus folgt, dass man, bei einer schematisch vereinfachten Betrachtung, als Grenze beider Ströme die Isothermfläche Null annehmen darf, oberhalb deren sich also positive, unterhalb deren sich negative Elektrizität entwickelt. Nun gelangen natürlich die Wassertheilchen, da sie den minder hoch fließenden Luftströmen angehören, im Allgemeinen früher zur Erde (in der Gestalt von Regen) als die Eistheilchen der oberen Ströme mit ihrer $+E$. Indem die Regentropfen ihre $-E$ an die Erde abgeben, so muss die Erdoberfläche negativ elektrisch werden, und sie muss auch negativ bleiben, weil dieser Process sich unaufhörlich wiederholt. In den höheren Luftschichten aber muss die $+E$ der geriebenen Eistheilchen vorwiegen. Mit Rücksicht hierauf ist man berechtigt, die Isothermfläche Null, obgleich an ihr beide Arten von Elektrizität entstehen, doch als überwiegend positiv elektrisch anzusehen.*

fällt. Letzterer scheint immer positiv zu sein, obgleich ich nur wenige Beobachtungen darüber anzustellen Gelegenheit hatte.“ — Wo bleibt nun die „bedeutende Schwierigkeit“, die meine Ansicht darbieten soll? Uebrigens möchte ich bemerken, dass man aus etwaigen negativen Angaben des Elektrometers bei Schneefall noch keineswegs schliessen darf, der Schnee selbst sei negativ. Denn bei Reibung von Stahl, Messing, Glas, Wasser an Eis werden, wie ich bewiesen habe (Elektrisirung von Eis durch Wasserreibung, Wiedemann's Annal. d. Physik. Bd. 28. 1886, p. 559 und 560), erstere Substanzen stets negativ, das Eis positiv. Wenn also unelektrischer oder selbst schwach positiver Schnee einigermassen heftig reibend gegen den Sammelapparat der atmosphärischen Elektrizität getrieben wird, muss dieser selbst negativ werden.

Vergleicht man diese Hypothese mit der von Herrn W. Thomson aufgestellten Ansicht,¹⁾ nach welcher das Erdganze als eine kugelförmige Leydener Flasche aufzufassen ist, deren Isolator die Luft, deren Innenbelegung die negativ geladene Erde, deren Aussenbelegung die höheren Luftschichten sind, welche Thomson ohne weitere Begründung als positiv voraussetzt, so erkennt man, dass ich für die Thomsonsche Vorstellung eine physikalische Unterlage zu gewinnen gesucht habe. Das Bild der Leydener Flasche trifft bei mir nur insoweit nicht zu, als die Aussenbelegung nicht von einem Leiter, sondern von einem positiv elektrisirten Isolator, nämlich den elektrisirten Eiskryställchen der oberen Luftschichten, gebildet wird.

Uebrigens giebt es neben der gegenseitigen Reibung von Wasser- und Eistheilchen vermuthlich noch andere Quellen der Lufterlektricität. Denn abgesehen von der Reibung von Tröpfchen und Eiskrystallen am Boden²⁾ muss auch der durch Wind emporgetriebene Staub negative Elektricität der Erdoberfläche mitnehmen.³⁾ Ebenso müssen, worauf Hr. Exner mit Recht hinweist, vom Wellenschaum des Meeres viele Wassertheilchen durch den Sturm in die Atmosphäre übergeführt werden und ihre — E mitnehmen. Einen Beweis für letzteren Vorgang bietet schon die ungemaine Verbreitung des Natriums, das sich ja, nach Ausweis der spektralen Natriumreaktion, fast in allem Staube findet und wohl nur auf diese Weise in die Luft gelangen kann.⁴⁾ Die Herbeibringung von — E, d. h. die Verkleinerung

1) Atmospheric Electricity. Reprint of papers on Electrostatics and Magnetism. By Sir W. Thomson. London 1872. Seite 218. Sektion 281.

2) Sohncke: Der Ursprung der Gewitter-Elektricität. Seite 57.

3) Ebenda. Seite 61.

4) Vergl. dazu die überzeugenden Betrachtungen von Kirchhoff und Bunsen in ihrer Abhandlung über Spektralanalyse. Poggend. Annal. 110. 1860. Seite 168 u. 169.

des + Potentialgefälles durch solchen Wellengischt hat Hr. Exner auch direkt beobachten können.¹⁾

14. Die periodischen Aenderungen der Luftpotelektricität, sowohl die Tages- als die Jahresperiode, führe ich nun darauf zurück, dass die Lage der Isothermfläche Null, und mit ihr natürlich auch diejenige der diesseits und jenseits befindlichen elektrisirten Theilchen, sich in gleicher Weise periodisch ändert. Das will Hr. Exner nicht gelten lassen, sondern er sagt:²⁾ „Das Potentialgefälle hängt nur ab von den Ladungen der Erde und der Temperaturfläche 0°, nicht aber von deren Entfernungen, so dass dasselbe konstant bleiben müsste; es kann also auf diese Weise der Unterschied zwischen Sommer und Winter nicht erklärt werden. Das Gleiche gilt von den täglichen Maximis und Minimis des Potentialgefälles.“ In gleichem Sinne äussert sich Hr. J. Kollert,³⁾ indem er zugleich eine Rechnung dazu anstellt.

Und doch ist es äusserst leicht einzusehen, dass dieser Einwurf unbegründet ist. Freilich wenn die Isothermfläche Null dauernd als gleichförmig elektrisirte Kugelfläche die Erdkugel concentrisch umgäbe, und sich concentrisch ausdehnte und zusammenzöge, so bliebe das Potentialgefälle am Erdboden dadurch unberührt. Nun aber ist jene Fläche weit davon entfernt, diese Bedingungen zu erfüllen. Sie ist vielmehr sicherlich in ausserordentlichem Grade ungleichförmig elektrisirt und unregelmässig gestaltet. Viele Theile derselben werden vermuthlich gar nicht oder nur äusserst schwach, andere wieder sehr stark elektrisch sein. Ueber derjenigen Hälfte der Erde, welche etwa eben Sommer hat, wird sie durchschnittlich sehr hoch liegen; dagegen

1) Sitzungsber. d. Wien. Akad. 96. II. Abth. Juli 1887. S. 49.

2) Sitzungsber. d. Wien. Akad. 93. II. Abth. Febr. 1886. S. 50.

3) Die neueren Beobachtungen und Theorien d. atm. Elektr. Elektrotechnische Zeitschrift 1887. Juli. Seite 324.

über einem grossen Theil der winterlichen Erdhälfte gänzlich fehlen, nämlich schon längst in die Erde eingedrungen sein, so dass alle unter ihr befindlich gewesenen negativ elektrisirten Massen hier verschwunden sind. In den Gebieten barometrischer Maxima wird sie eine ganz andere Höhenlage haben als in denen barometrischer Minima. Auf der Tagseite der Erde muss sie immer weit höher liegen als auf der Nachtseite, am höchsten wohl über jenen Orten, die vor wenigen Stunden Mittag gehabt haben.

Dass die Isothermfläche Null über einem und demselben Orte der Erdoberfläche ihre Höhenlage binnen 24 Stunden sehr beträchtlich ändert, hat sich aus vielen bei Luftfahrten angestellten Beobachtungen als höchst wahrscheinlich nachweisen lassen.¹⁾ Es folgt auch schon aus manchen älteren Messungen der Aenderung der Wolkenhöhe mit der Tageszeit; besonders deutlich aber aus neueren im Sommer angestellten Messungen der Herren Ekholm und Hagström.²⁾ Für die Cumuluswolken ergab sich, dass sowohl die Höhe ihrer Gipfel als ihre vertikal gemessene Mächtigkeit ein Maximum um 1^h 30^m Nachmittag besitzt (a. a. O. Seite 75); für die, bekanntlich aus Eiskrystallen bestehenden Cirruswolken sowie für alle übrigen Wolken lautet das Ergebniss: „Die mittlere Höhe dieser sämtlichen Wolken steigt im Laufe des Tages. Die Aenderung beläuft sich auf nahezu 2000 m.“ (Seite 77). Lagenänderungen von diesem Betrage hat man demnach für die Isothermfläche Null binnen 24 Stunden vorauszusetzen.

Wenn nun irgend wo ein positiv geladenes Stück der Isothermfläche Null sich herabsenkt, während in seitlich davon gelegenen Gegenden

1) Sohncke: Der Ursprung der Gewitter-Elektricität. Seite 10.

2) Die Höhe der Wolken im Sommer zu Upsala. In der Meteorolog. Zeitschrift. März 1887. Jahrg. IV. Seite 73–78.

die Senkung nicht so stark ist, — ein Fall, der sich z. B. allnächtlich verwirklicht, — so wird im Erdkörper hier negative Influenzelektricität herbeigezogen. Jetzt muss das Potentialgefälle im Beobachtungsort an der Erdoberfläche gewachsen sein.

15. Dieser Vorgang soll nun unter vereinfachenden Annahmen rechnerisch verfolgt und die Grösse der so bewirkten Aenderung des Potentialgefälles ermittelt werden. Als Anfangszustand nehme ich denjenigen an, dass die Isothermfläche Null die Erdkugel concentrisch umgiebt, was im Frühling und Herbst am ehesten verwirklicht sein dürfte. Ferner denke ich, nur zur Ermöglichung einfacher Rechnung, alle negativ elektrisirten Wassertheilchen zur Erde gelangt, alle positiv elektrisirten Eistheilchen gleichmässig über die Isothermfläche Null vertheilt, so dass auf letzterer die Gesamtladung $+E$ mit gleichförmiger Flächendichtigkeit verbreitet ist. Die Ladung der leitenden Erdkugel ist dann $-E$, da sie gänzlich als aus der Reibung herstammend vorausgesetzt wird. Weil eine gleichförmig mit Elektricität belegte Kugel nach innen keine elektrische Wirkung ausübt, so findet vorläufig keine Influenz statt; es sind also keine anderen Elektricitätsmengen als die beiden genannten gleichförmigen Belegungen vorhanden. Bedeutet nun R den Radius der als kugeltörmig betrachteten Erde, H die Höhe der Isothermfläche Null, x die (als gering vorausgesetzte) Höhe des Beobachtungsortes P über dem Erdboden, so ist das Potential aller vorhandenen Elektricität auf den Punkt P :

$$V = \frac{E}{R+H} - \frac{E}{R+x}$$

und das Potential im Innern der Erdkugel ist:

$$V_0 = \frac{E}{R+H} - \frac{E}{R}$$

Also ist die gewöhnlich beobachtete Grösse $V - V_0$ unabhängig von der Entfernung H der Isothermfläche Null über dem Erdboden. Dasselbe gilt vom Potentialgefälle $\frac{dV}{dx} = \frac{E}{(R+x)^2}$, welches übrigens bei Beobachtungen dicht

am Boden ($x=0$) übergeht in $\frac{d\bar{V}}{dx} = \frac{E}{R^2}$. Diese Betrachtung ist es, aus welcher die Herren Exner und Kollert die Unmöglichkeit folgern, Aenderungen des Potentialgefälles durch Lagenänderungen der positiven Isothermfläche Null zu erklären; denn das Potentialgefälle ist unabhängig von der Höhe H . Dieser Schluss träfe aber doch nur dann zu, wenn die Lagenänderung so erfolgte, dass jene Fläche dabei eine zur Erdoberfläche konzentrische Kugel bliebe! Letzteres kann aber nie stattfinden; denn dazu wäre erforderlich, dass immer alle Punkte der Erde gleiche Tageszeit, gleiche Jahreszeit und auch gleiches Wetter hätten. Jener Schluss ist also falsch.

Um nun zu ermitteln, in welcher Weise sich das Potentialgefälle in jenem Punkt P der Atmosphäre durch Herabsinken eines über ihm befindlichen Theils der positiv geladenen Fläche ändert, betrachte ich zunächst den einfachsten denkbaren Fall.

16. Eine in einem Punkt konzentrierte Elektrizitätsmenge $+e$ werde aus der gleichförmig $(+)$ elektrisirten Kugelfläche (vom Radius $R+H$) herausgenommen und vertikal abwärts in die Höhe h über dem Erdboden verlegt. Gefragt wird, wie sich dadurch das Potentialgefälle in dem in derselben Vertikalen, aber in der noch geringeren Höhe x über dem Erdboden befindlichen Punkte P ändert.

Diese Verlegung von $+e$ ist so in Rechnung zu setzen. Zunächst bringt man $-e$ an den Ort der Kugelfläche, von

welchem $+e$ fortgenommen werden soll; dann ist $+e$ dort beseitigt. Darauf bringt man $+e$ an seinen neuen Ort. Da die Kugelfläche $R+H$ als elektrisirter Isolator vorausgesetzt ist, so ändert sich die Anordnung der übrigen Elektrizität auf ihr hierbei nicht. Nur die elektrische Belegung der Erdkugel erfährt durch Influenz eine Veränderung; letztere lässt sich vermittelst der Thomson'schen elektrischen Bilder leicht angeben.

Es hat nun nicht die mindeste Schwierigkeit, für den Punkt P das Potential V der gesammten Elektrizität, (die ja in diesem Falle so wirkt, als sei sie homogen auf der Oberfläche der Kugel $R+H$, und ausserdem im Centrum und in vier gewissen Punkten des durch P gehenden Radius angeordnet), anzugeben, und dann $\frac{dV}{dx}$ zu bilden. Aber letztere Grösse erscheint in wenig übersichtlicher Form, so lange man sie für Punkte bildet, die nicht ganz nah am Boden liegen. Daher empfiehlt sich ein anderer Weg, der von vornherein sehr einfach zur Ermittlung des Potentialgefälles unmittelbar am Erdboden führt. Dieses Potentialgefälle ist nämlich (nach dem Hauptsatz über Flächenpotentiale) = der mit -4π multiplicirten Dichtigkeit der elektrischen Flächenbelegung in jenem Punkte P des Bodens. Nun setzt sich die Flächenbelegung η im vorliegenden Fall aus drei Antheilen zusammen, die sich einfach algebraisch addiren; zu der ursprünglichen Belegung η_1 in Folge der gleichförmig verbreiteten Ladung $-E$ der Erdkugel kommen die Belegungen η_2 und η_3 , die durch die Influenz des oberen negativen und des unteren positiven Punkts e erzeugt werden. Nun ist bekanntlich¹⁾ die durch Influenz eines äusseren

1) Vgl. z. B. F. Neumann: Vorles. üb. d. Theorie d. Potentials u. s. f. Herausgg. von C. Neumann. Leipzig 1887. Seite 180. Gl. 11. oder: Mascart u. Joubert: Lehrb. d. Elektr. und des Magnetism.

Punkts in einem Oberflächenpunkt einer benachbarten leitenden Kugel hervorgerufene Flächendichtigkeit

$$1) \quad = \frac{1}{4 \pi R} \left\{ \frac{e}{R+h} - \frac{e[(R+h)^2 - R^2]}{l^3} \right\},$$

wenn R den Radius, R + h den Centralabstand der influirenden Elektricitätsmenge e, l ihren Abstand von dem Oberflächenpunkte bedeutet.

Man hat also:

$$2) \quad \frac{d\bar{V}}{dx} = -4 \pi \cdot (\eta_1 + \eta_2 + \eta_3),$$

$$\text{wo } \eta_1 = -\frac{E}{4 \pi R^2}$$

$$\eta_2 = \frac{1}{4 \pi R} \cdot \left\{ \frac{-e}{R+H} + \frac{e[(R+H)^2 - R^2]}{H^3} \right\}$$

$$\eta_3 = \frac{1}{4 \pi R} \cdot \left\{ \frac{+e}{R+h} - \frac{e[(R+h)^2 - R^2]}{h^3} \right\}.$$

Also:

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{V}}{dx} = \frac{E}{R^2} \cdot \left\{ 1 - \frac{e}{E} \cdot \frac{H-h}{R} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{H}{R}\right)\left(1 + \frac{h}{R}\right)} \right. \\ \left. + \frac{2e}{E} \left(\frac{1}{h^2} - \frac{1}{H^2} \right) R^2 \cdot \left(1 + \frac{h}{2R} \frac{1}{1 + \frac{h}{H}} \right) \right\} \end{aligned}$$

Beachtet man, dass $\frac{e}{E}$ unter allen Umständen nur ein äusserst kleiner Bruch sein kann, und dass $\frac{H-h}{R}$ auch sicher unter $\frac{1}{1000}$ bleibt, [denn H ist etwa = 3000 bis

Deutsch v. Levy. 1886 Bd. I. Seite 155 oder: Mascart: Handb. d. stat. El. Deutsch von Wallentin. 1883. Bd. I Seite 434.

höchstens 5000 m anzunehmen], so sieht man, dass das zweite Glied in der Parenthese keinen irgend merklichen Einfluss haben kann. Es wird also fortgelassen. Desgleichen wird der letzte Faktor des letzten Gliedes = 1 gesetzt, wobei eine Grösse von kaum $\frac{1}{6000}$ gegen 1 vernachlässigt wird.

Man hat also mit sehr grosser Annäherung

$$3) \quad \frac{d\bar{V}}{dx} = \frac{E}{R^2} \cdot \left\{ 1 + 2 \frac{e}{E} \left(\frac{1}{h^2} - \frac{1}{H^2} \right) R^2 \right\}$$

Weil das Potentialgefälle im Anfangszustand $= \frac{E}{R^2}$ betrug, so hat es also durch die Senkung des (+) elektrischen Punktes e eine Zunahme erfahren, denn das in der Parenthese zu 1 hinzukommende Glied ist für ein positives e unter allen Umständen positiv.

Um eine Vorstellung von dem Betrage dieser Zunahme zu erhalten, muss man bestimmte Annahmen über die Menge e und ihre beiden Höhenlagen machen. H werde = 4000 m angenommen. Zunächst denke ich mir nun diejenige Elektrizitätsmenge, welche auf der homogen elektrisirten Isothermfläche Null etwa $\frac{1}{100}$ Quadratmeile bedeckte, in einen Punkt dieser Fläche zusammengezogen, so wird dadurch die Flächendichtigkeit in dem vertikal darunter liegenden Punkt der Erdoberfläche nur so unerheblich geändert werden, dass von dieser Aenderung abgesehen und obige Formel ohne Weiteres angewendet werden kann. Die Menge e ist aber in diesem Fall nahe $= \frac{E}{1000 \text{ Millionen}}$, denn die Erdoberfläche enthält angenähert 10 Millionen Quadratmeilen (genauer $9\frac{1}{4}$).

Würde man in gleicher Weise die Elektrizitätsmenge, welche $\frac{1}{10}$ Quadratmeile der Isothermfläche Null homogen

bedeckt, in einen Punkt concentrirt und dann gesenkt denken, so wäre $e = \frac{E}{100 \text{ Millionen}}$. Aber hier ist es bereits zweifelhaft, ob von der durch solche Concentrirung allein schon bewirkten Aenderung der Flächendichtigkeit η_1 abgesehen werden kann.

Beträgt die Höhe h des gesenkten Punkts 2000 m, so liefert Gleichung 1) für die Werthe

$$\frac{e}{E} = \frac{1}{1000 \text{ Million.}} \text{ resp. } = \frac{1}{100 \text{ Million.}}$$

$$\frac{d\bar{V}}{dx} = \frac{E}{R^2} (1 + 0,015) \text{ resp. } = \frac{E}{R^2} (1 + 0,15)$$

Das Potentialgefälle am Boden hat also bei der ersten Voraussetzung um 1,5 Hundertel, bei der zweiten um 1,5 Zehntel seines anfänglichen Werthes zugenommen.

Denkt man den Punkt e dagegen aus 4000 m bis zu 400 m Höhe über dem Boden herabgesenkt, so findet man in gleicher Weise eine Zunahme des Potentialgefälles um die Hälfte, resp. um das Fünffache seines Anfangswerthes. Man erkennt also, dass die Senkung einzelner Theile der Isothermfläche Null eine erhebliche Steigerung des Potentialgefälles bewirkt.

17. Statt wie bisher den Einfluss der Senkung eines elektrischen Punkts zu betrachten, will ich jetzt untersuchen, wie sich das Potentialgefälle am Boden ändert, wenn ein grösseres Stück der gleichförmig (+) elektrisirten Isothermfläche Null sich aus der Höhe H in die Höhe h herabsenkt. Das Stück sei kreisförmig begrenzt; es sei also eine Kugelkappe. Der beeinflusste Punkt liege vertikal unter dem Scheitel derselben an der Erdoberfläche.

Lediglich zur Vereinfachung der Rechnung soll die Aufgabe ein wenig modificirt werden. Die Geraden, die vom Erdcentrum nach dem Rande der Kugelkappe gehen, bestimmen einen Kreiskegel. Beschreibt man nun um das Erdcentrum eine Kugel mit dem Radius $R + h$, so soll dasjenige Stück derselben, welches in den Kreiskegel hineinfällt, als die Gestalt der Kugelkappe nach dem Herabsenken angenommen werden. Die dem Flächenstück hierdurch ertheilte Gestaltänderung ist äusserst geringfügig (wegen Kleinheit von H und h gegen R). Die auf der Kugelkappe befindliche Elektrizitätsmenge $\mathfrak{E}$ soll aber in beiden Lagen dieselbe sein. Nennt man also $d\Omega$, resp. $d\omega$ ein Flächenelement der Kugelkappe in der ersten, resp. zweiten Lage, und bezeichnet die elektrischen Flächendichtigkeiten in beiden Lagen bezüglich mit e , resp. e^1 , so soll sein:

$$\Sigma e \cdot d\Omega = \Sigma e^1 \cdot d\omega = \mathfrak{E}, \text{ folglich:}$$

$$4) \quad \frac{e^1}{e} = \frac{\Sigma d\Omega}{\Sigma d\omega} = \frac{(R + H)^2}{(R + h)^2}$$

Die Verlegung der (+) Elektrizitätsmenge $\mathfrak{E}$ aus der Höhe H in die Höhe h ist wieder folgendermassen in Rechnung zu bringen. Man belegt zunächst die ursprüngliche Kugelkappe gleichförmig mit der Menge — $\mathfrak{E}$, so ist dadurch die gesammte Elektrizität der Kugelkappe beseitigt. Darauf bringt man + $\mathfrak{E}$ auf die tiefer liegende Kugelkappe. Durch jeden dieser beiden Processe wird im Punkt P der Erdoberfläche Elektrizität influenzirt. Die beiden dadurch erzeugten Flächendichtigkeiten η_2 und η_3 addiren sich zu der ursprünglichen homogenen η_1 ; folglich kennt man $\frac{d\bar{V}}{dx}$ nach Gleichung 2).

Um η_3 zu finden, ermittelt man erst denjenigen Antheil $d\eta_3$, welcher in P durch Influenz der auf das Flächenelement $d\Omega$ gebrachten Menge — $e d\Omega$ entsteht.

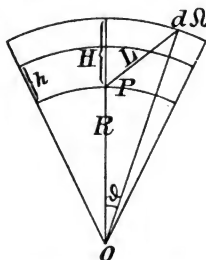
Er ist nach Gleichung 1):

$$dV_2 = \frac{1}{4\pi R} \left\{ -\frac{e \cdot d\Omega}{R+H} + \frac{e \cdot d\Omega [(R+H)^2 - R^2]}{L^3} \right\}$$

Hier ist:

$$5) \quad L^2 = (R+H)^2 + R^2 - 2(R+H)R \cdot \cos \vartheta,$$

wenn ϑ den Winkel zwischen den nach P und nach dΩ gezogenen Erdradien bezeichnet. (Figur 1)



Durch Integration über die ganze Kugelkappe erhält man:

$$V_2 = \frac{1}{4\pi R} \cdot \left\{ \frac{-e}{R+H} + e [(R+H)^2 - R^2] \cdot \int \frac{d\Omega}{L^3} \right\}$$

Bedeutet nun φ den Winkel einer Ebene, welche durch den nach P laufenden Radius und dΩ gelegt ist, gegen eine feste andere, durch denselben Radius gelegte Ebene, so ist:

$$d\Omega = (R+H)^2 \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi,$$

und man hat nach ϑ von 0 bis ϑ_1 , nach φ von 0 bis 2π zu integrieren. ϑ_1 bedeutet dabei den $\sphericalangle$ des nach P laufenden Erdradius gegen einen nach dem Rande der Kugelkappe laufenden. Nach 5) ist aber:

$$L \cdot dL = (R+H) R \sin \vartheta \cdot d\vartheta$$

Folglich wird:

$$\eta_2 = -\frac{\mathfrak{E}}{4\pi R(R+H)} + \frac{eH \cdot (2R+H)(R+H)}{2R^2} \int_H^{L_1} \frac{dL}{L^2}.$$

Hier ist L_1 der Abstand eines Randpunkts der Kugelkappe von P.

Endlich

$$\eta_2 = -\frac{\mathfrak{E}}{4\pi R(R+H)} + \frac{e}{2} \left(2 + \frac{H}{R}\right) \cdot \left(1 + \frac{H}{R}\right) \cdot \left(1 - \frac{H}{L_1}\right)$$

Analog findet man die Flächendichtigkeit η_3 , die in P durch Influenz der gesenkten (+) Kugelkappe erzeugt wird:

$$\eta_3 = +\frac{\mathfrak{E}}{4\pi R(R+h)} - \frac{e^1}{2} \left(2 + \frac{h}{R}\right) \cdot \left(1 + \frac{h}{R}\right) \cdot \left(1 - \frac{h}{l_1}\right)$$

Hier ist l_1 der Abstand eines Randpunktes der tieferen Kugelkappe von P. Und für e^1 ist der aus Gleichung 4) folgende Werth einzusetzen. Folglich ist nach Gleichung 2):

$$\begin{aligned} \frac{dV}{dx} = \frac{E}{R^2} \cdot \left\{ 1 - \frac{\mathfrak{E}(H-h)}{E} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{H}{R}\right)\left(1 + \frac{h}{R}\right)} + \right. \\ \left. + \frac{2\pi e R^2}{E} \cdot \left(1 + \frac{H}{R}\right) \cdot \left[\frac{\left(1 + \frac{H}{R}\right)\left(2 + \frac{h}{R}\right)\left(1 - \frac{h}{l_1}\right)}{1 + \frac{h}{R}} \right. \right. \\ \left. \left. - \left(2 + \frac{H}{R}\right)\left(1 - \frac{H}{L_1}\right) \right] \right\}. \end{aligned}$$

Nun ist $\frac{\mathfrak{E}}{E}$ nothwendig stets $< \frac{1}{2}$ und $\frac{H-h}{R}$ bleibt sicher unter $\frac{1}{1000}$. Weil somit das zweite Glied in der

Parenthese sicher $< \frac{1}{2000}$ ist, kann es als unerheblich gegen 1 fortgelassen werden.

Ferner ist

$$E = 4(R + H)^2 \cdot \pi e, \text{ also } \frac{2\pi e R^2}{E} \left(1 + \frac{H}{R}\right) = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{H}{R}}$$

Daher wird:

$$\frac{d\bar{V}}{dx} = \frac{E}{R^2} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left[\frac{2 + \frac{h}{R}}{1 + \frac{h}{R}} \cdot \left(1 - \frac{h}{l_1}\right) - \frac{2 + \frac{H}{R}}{1 + \frac{H}{R}} \left(1 - \frac{H}{l_1}\right) \right] \right\}.$$

Vernachlässigt man hier die zweiten und höheren Potenzen der kleinen Grössen $\frac{H}{R}$ und $\frac{h}{R}$ gegen 1, so wird:

$$\frac{d\bar{V}}{dx} = \frac{E}{R^2} \cdot \left\{ 1 + \frac{H}{l_1} - \frac{h}{l_1} + \frac{1}{2R} \left(H - h - \frac{H^2}{l_1} + \frac{h^2}{l_1} \right) \right\}$$

Durch Addition und Subtraktion von $\frac{Hh}{2Rl_1}$ innerhalb der Parenthese entsteht:

$$\frac{d\bar{V}}{dx} = \frac{E}{R^2} \cdot \left\{ 1 + \left(\frac{H}{l_1} - \frac{h}{l_1} \right) \left(1 - \frac{H}{2R} \right) + \frac{H-h}{2R} \left(1 - \frac{h}{l_1} \right) \right\}$$

Das letzte übrigens stets positive Glied ist wieder unter allen Umständen $< \frac{1}{2000}$, also gegen 1 zu vernachlässigen so dass man hat:

$$6) \quad \frac{d\bar{V}}{dx} = \frac{E}{R^2} \left\{ 1 + \left(\frac{H}{l_1} - \frac{h}{l_1} \right) \left(1 + \frac{H}{2R} \right) \right\}$$

Es lässt sich nun leicht zeigen, dass das zu 1 addirte Glied in der Parenthese stets positiv sein muss. Nennt man nämlich die Senkung $H - h = \Delta$, und $L_1 - l_1 = \lambda$, so ist

$$\frac{H}{L_1} - \frac{h}{l_1} = \frac{\Delta}{L_1} \left(1 - \frac{h}{l_1} \frac{\lambda}{\Delta} \right)$$

Hier ist nun h stets $< l_1$, und $\lambda < \Delta$, weil L_1, l_1, Δ die Seiten eines Dreiecks sind. (Figur 2.)

Also lehrt Gleichung 6), dass durch die Senkung des betrachteten Stücks der Isothermfläche Null das Potentialgefälle am Boden zugenommen hat.

Um den Betrag dieser Zunahme bei bestimmten Annahmen leicht numerisch ermitteln zu können, will ich noch eine Umformung vornehmen. Wendet man Gleichung 5) auf L_1 an, so wird:

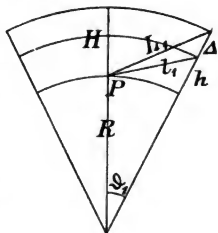
$$L_1^2 = \left(2R \sin \frac{\vartheta_1}{2} \right)^2 \cdot \left(1 + \frac{H}{R} \right) + H^2 = \left(2R \sin \frac{\vartheta_1}{2} \right)^2 \cdot \left\{ 1 + \xi \right\}.$$

Die Grösse

$$\frac{H}{R} + \left(\frac{H}{2R \sin \frac{\vartheta_1}{2}} \right)^2,$$

welche hier zur Abkürzung mit ξ bezeichnet ist, ist ein kleiner Bruch, solange ϑ_1 nicht sehr klein ist. Schon für $\vartheta_1 = 1^\circ$ ist $\xi < 0,002$. Unter dieser Voraussetzung darf also ξ^2 gegen 1 bereits vernachlässigt werden, und man erhält:

$$\frac{H}{L_1} = \frac{H}{2R \sin \frac{\vartheta_1}{2}} \cdot \left(1 - \frac{\xi}{2} \right).$$



Analog wird

$$\frac{h}{l_1} = \frac{h}{2 R \sin \frac{\vartheta_1}{2}} \left(1 - \frac{\xi^1}{2} \right),$$

wo sich ξ^1 nur dadurch von ξ unterscheidet, dass h für H eingetreten ist.

Also ist:

$$\begin{aligned} \left(\frac{H}{L_1} - \frac{h}{l_1} \right) \cdot \left(1 - \frac{H}{2R} \right) &= \frac{H - h}{2 R \sin \frac{\vartheta_1}{2}} \\ \cdot \left\{ 1 - \frac{H + h}{2R} - \frac{H^2 + Hh + h^2}{2 \left(2R \sin \frac{\vartheta_1}{2} \right)^2} \right\} \left\{ 1 - \frac{H}{2R} \right\} \\ &= \frac{H - h}{2 R \sin \frac{\vartheta_1}{2}} \cdot \{ 1 - \zeta \} \end{aligned}$$

Hier beträgt ζ höchstens wenige Tausendtel, so dass es vernachlässiget werden kann. Also wird mit sehr grosser Annäherung:

$$7) \quad \frac{d\bar{V}}{dx} = \frac{E}{R^2} \cdot \left\{ 1 + \frac{H - h}{2 R \sin \frac{\vartheta_1}{2}} \right\},$$

giltig für jeden Werth von ϑ_1 , der nicht wesentlich $< 1^\circ$ ist. Unter dieser Voraussetzung ist also gefunden: Bei Senkung eines (nicht gar zu kleinen) kugelhappenförmigen Stückes der gleichförmig + elektrisirten Isothermfläche Null ist die Zunahme des Potentialgefälles am Boden proportional dem Betrage dieser Senkung $H - h$.

Wenn sich nur ein sehr kleines Stück der Isothermfläche Null senkt, (z. B. eine Fläche von 1 Quadratmeile, entsprechend etwa $\vartheta_1 = 2,256$ Bogenminuten), findet diese Proportionalität

nicht mehr statt, sondern das Potentialgefälle am Boden nimmt jetzt stärker zu. In diesem Falle ist die Näherungsformel 7) nicht mehr verwendbar, sondern muss die Zunahme nach der vollständigen Gleichung 6) berechnet werden.

In folgender Tabelle finden sich die Werthe des in der Parenthese der Gleichung 6) oder 7) zu 1 hinzutretenden Gliedes für 5 verschiedene Werthe von ϑ_1 und für 2 verschiedene Senkungen, nämlich aus 4000 bis 2000 m Höhe (I), und aus 4000 bis 400 m Höhe (II) zusammengestellt. Diese Werthe stellen die dabei stattfindende Zunahme des Potentialgefälles am Boden dar, wenn der Werth desselben vor der Senkung = 1 gesetzt war.

ϑ_1	I	II
2',256	0,2598	0,5962
1°	0,0180	0,0324
5°	0,0036	0,0065
10°	0,0018	0,0032
20°	0,0009	0,0016

18. Senkung homogener Schichten. Auf Grund einer Untersuchung von Herrn Linss¹⁾ lässt sich die Zunahme des Potentialgefälles am Boden bei Herabsinken einer homogenen Schicht, — statt wie bisher einer Fläche — unter vereinfachenden Annahmen leicht ermitteln. Herr Linss berechnet unter Anderm das Potentialgefälle in einem Punkt der als eben vorausgesetzten Erdoberfläche unter der Voraussetzung, dass letztere ohne eigene Ladung, jedoch der Influenz einer rechtwinklig parallelepipedischen, in ihrer ganzen Masse homogen elektrisirten, oberhalb des Erdbodens

1) Ueber einige die Wolken- und Lufterlektricität betreffende Probleme. In der Meteorolog. Zeitschr. Oktober 1887. S. 345—362.

befindlichen Schicht ausgesetzt sei, von welcher die Kanten a und b parallel zur Erdoberfläche liegen, und von welcher die vertikale Kante $h_2 - h_1 = d$ (Schichtendicke) sehr klein gegen a und b ist. Nennt man $\sqrt{a^2 + b^2} = c$, so findet Herr Linss für das Potentialgefälle in einem solchen Punkt der Erdoberfläche, der in der Verlängerung einer vertikalen Kante jenes Parallelepipedes liegt, den Werth

$$8) \quad \frac{d\bar{V}}{dx} = -4\pi\eta = \varrho \cdot d \cdot \left(\pi - \frac{h_1 + h_2}{ab} c \right),$$

von dessen Richtigkeit ich mich überzeugt habe. Hier ist ϱ die räumliche elektrische Dichte obiger Schicht; η die Flächen- dichtigkeit des Erdbodens am Beobachtungsort. Vermittelt dieser Formel kann man nun durch geeignete Addition entsprechender Glieder das Potentialgefälle auch in anderen Punkten der Erdoberfläche unterhalb einer solchen Schicht finden. Für den unter der Mitte einer Schicht von quadratischer Basis liegenden Punkt findet man es z. B., wenn man die Oberflächendichtigkeit η der vorigen Gleichung vervier- facht und zugleich $a = b = \frac{1}{2}$ setzt, (unter 1 die Quadrat- seite verstanden). Jetzt wird:

$$\frac{d\bar{V}}{dx} = 4\varrho \cdot d \cdot \left(\pi - \frac{(h_1 + h_2)2\sqrt{2}}{1} \right)$$

Senkt sich nun die Schicht parallel mit sich um die Strecke s herab, so treten $h_1 - s$ und $h_2 - s$ für h_1 und h_2 ein, und der Ueberschuss des jetzigen Werthes von $\frac{dV}{dx}$ über den vorigen stellt die durch jene Senkung herbeigeführte Zunahme des Potentialgefälles vor; sie beträgt

$$\frac{16\sqrt{2}\varrho \cdot d}{1} \cdot s,$$

sie ist also positiv und proportional mit der Senkung der influenzirenden Schicht; ein Ergebniss, welches mit dem vorher, in 17 von mir abgeleiteten überstimmt.

Herr Linss hat für den speciellen Fall $d = \frac{1}{2}$ km, $l = 100$ km und für vier verschiedene Höhenlagen der Schicht das Potentialgefälle in vielen Punkten der Erdoberfläche ausgerechnet (a. a. O. Seite 348). Beim Abstände h_1 der unteren Schichtfläche vom Erdboden findet er folgende (auf eine willkürliche Einheit bezogenen) Werthe des Potentialgefälles in dem unter der Mitte jener + elektrischen Schicht gelegenen Erdoberflächenpunkt.

h_1	1500 m	1000 m	500 m	0 m
$\frac{dV}{dx}$	15213	15353	15495	15636

Bildet man die Differenz der ersten Zahl gegen die zweite, dritte vierte, so erhält man die Zunahme des Potentialgefälles beim Herabsinken jener Schicht aus der Anfangshöhe 1500 m in die Höhe 1000 m, 500 m, 0 m. Diese Zunahmen sind +. Division derselben durch den Anfangswerth 15213 giebt die Zunahme bezogen auf den vor der Senkung vorhandenen Werth des Potentialgefälles als Einheit. Diese Zunahmen betragen:

$$+ 0,009 \quad + 0,019 \quad + 0,028$$

In gleicher Weise folgen aus der Linss'schen Tabelle die Zunahmen in anderen Punkten der Erdoberfläche. Am stärksten ergeben sie sich für einen Punkt, der innerhalb der auf den Erdboden projecirten quadratischen Schichtbasis auf der Mittellinie etwa 1 km vom Rande entfernt liegt. Für diesen Punkt liefert nämlich die Tabelle die Werthe:

h_1	1500 m	1000 m	500 m	0 m
$\frac{dV}{dx}$	10262	11106	12442	14470

Also betragen die Zunahmen, bezogen auf das Anfangspotentialgefälle 10262 als Einheit:

$$+ 0,082 \quad + 0,212 \quad + 0,410.$$

Dass sich für einen Ort von solcher Lage, nahe unter dem Rand der elektrischen Schicht, wesentlich stärkere Zunahmen ergeben, kann nicht überraschen, nachdem sich in 16. gezeigt hat, wie stark die Zunahme beim Herabsinken eines einzelnen elektrischen Punkts ist.

Beiläufig sei bemerkt, dass Herr Linss solche Differenzen zwar auch bildet, sie jedoch als Werthe desjenigen Potentialgefälles auffasst, welches stattfindet, wenn eine obere negative und eine untere, gleich stark positive, der oberen kongruente Schicht gleichzeitig influiren. Diese Auffassung ist selbstverständlich mathematisch ebenso berechtigt wie die oben von mir angewandte.

Von Wichtigkeit ist noch folgendes Ergebniss des Herrn Linss (a. a. O. S. 349). Setzt man voraus, dass zwei kongruente, entgegengesetzt elektrische Schichten von obiger Gestalt, durch einen beliebigen Zwischenraum getrennt, parallel über einander liegen, dass aber die Stärke ihrer Elektrisirung verschieden sei, so ergiebt die Rechnung, dass schon „bei nur geringem Ueberwiegen der Elektricität der oberen Schicht das Vorzeichen der (am Boden beobachteten) Lufterlektricität von der oberen (entfernteren), nicht von der unteren Schicht bestimmt wird.“ Hier ist also gerade das bewiesen, was ich in meiner Theorie als evident angenommen habe, nämlich dass, wegen des durchschnittlich früheren Herabsinkens der — elektrischen Wassertheilchen zur Erde,

die $+$ Elektricität der in der Höhe befindlichen geriebenen Eistheilchen überwiegen müsse, und dass man „mit Rücksicht hierauf berechtigt sei, die Isothermfläche Null, obgleich an ihr beide Arten von Elektricität entstehen, doch als überwiegend positiv elektrisch anzusehen.“

19. Ergebnisse. Die Rechnungen in 16. und 17. beruhen einestheils auf der schematisch vereinfachten Betrachtung, dass die Isothermfläche Null die Rolle eines positiv geladenen Leiters spielt, andernteils auf der That- sache, dass diese Fläche partielle Senkungen und Hebungen erleidet, deren Betrag schon binnen 24 Stunden von derselben Grössenordnung ist, wie die Höhe der Fläche über dem Boden selbst. Das Ergebniss ist, dass durch Senkung, resp. Hebung eines Stücks jener Fläche eine Zu- resp. Ab- nahme des unter ihr am Boden beobachtbaren Potential- gefälles eintritt. Dies Ergebniss bleibt, wie sich in 18. zeigt, stehen, wenn statt der elektrischen Fläche eine elektrische Schicht analoge Lagenänderungen erfährt. Die Hebung der Fläche im Laufe des Tages, ihr Sinken bei Nacht, welche naturgemäss immer nur einzelne Theile der Fläche, nie die ganze Fläche betreffen, erscheinen also geeignet, das Ein- treten des Hauptminimums der Luftelektricität im Laufe des Nachmittags, das des Hauptmaximums am Morgen, zunächst qualitativ, verständlich zu machen. Da nun enorme Un- gleichmässigkeit der Elektrisirung, und ebensolche Un- regelmässigkeit der Gestalt und der Lagenänderungen jener Fläche nothwendiger Weise vorausgesetzt werden müssen, so sind die kolossalen Unterschiede des Potentialgefälles selber, sowie der Tagesperiode desselben, auch zu naheliegenden Zeiten, vollkommen begreiflich.

Die Gleichungen 6) und 7) nebst der danach berech- neten Tabelle lassen erkennen, dass die durch Sinken der Isothermfläche Null herbeigeführte Zunahme des Potential- gefälles um so geringer ist, je grösser man das sinkende

Stück annimmt. Daraus folgt, dass die zu diesen Gleichungen führende schematische Annahme, als sei die Erdoberfläche einerseits, die Isothermfläche Null andererseits, der wahre Sitz der ganzen negativen, resp. positiven Lufterlektricität, nicht ausreicht, um die Jahresperiode zu erklären. Jene Annahme ist aber auch nur zur Ermöglichung einfacherer Rechnungen gemacht, während die Grundhypothese wesentlich anderes fordert. Die durch Reibung negativ gewordenen Wassertheilchen sind, solange die Isothermfläche Null hoch liegt, zum grossen Theil noch in der Luft, nur dass von ihnen ein grösserer Antheil als von den positiven Eiskrystallen zur Erde herabgesunken ist. In Wahrheit wirken also aus der Höhe zwei Antheile: in grösserer Höhe eine grössere Menge $+E$; in geringerer Höhe eine geringere Menge $-E$. Der Erfolg ist derselbe, als sei nur $+E$, aber in viel geringerer Menge, in der Höhe vorhanden. (Vergl. den Schluss von 18.) In dem Maasse nun, als mit herannahendem Winter die Isothermfläche Null sich senkt, muss die Menge der negativ elektrischen Wassertheilchen in der Luft abnehmen, indem immer mehr derselben zur Erde gelangen. Wenn schliesslich die Fläche ganz zur Erde gesunken ist, sind alle negativen Wassertheilchen aus der Luft verschwunden, so dass ihre Influenzwirkung auf die Erde nunmehr fehlt.

Wollte man den Vorgang mathematisch verfolgen, so müsste man, um die Wirkung der bisher vorhanden gewesenen negativen Mengen zu beseitigen, gleich grosse Mengen $+E$ an ihre Stelle bringen, wodurch sie eben neutralisirt werden; ganz analog wie oben in 16. und 17. verfahren wurde. Das Verschwinden dieser grossen Mengen von $-E$ wirkt also genau so wie das neue Auftreten grosser Mengen von $+E$ in der Luft. Dadurch wird die ungemein starke Zunahme des positiven Potentialgefälles beim Uebergang zum Winter, und somit die Jahresperiode der Lufterlektricität im Allgemeinen, begreiflich.

Hiermit habe ich gezeigt, dass meine Hypothese durchaus geeignet ist, auch von den periodischen Aenderungen der Luftelektricität Rechenschaft zu geben, und dass Herr Exner folglich Unrecht hat, wenn er noch in seiner neuesten Abhandlung „über die Abhängigkeit der atmosphärischen Elektricität vom Wassergehalt der Luft“ im Eingange behauptet, dass die bisherigen Theorien der Luftelektricität mit der Erfahrung nicht in Einklang zu bringen seien.
